

コロナ放電を利用した対流伝熱の促進*

(流れと平行なワイヤ電極配置に対する理論解析)

多田 幸生^{*1}, 滝本 昭^{*1}
植田 大作^{*2}, 林 勇二郎^{*1}

Heat Transfer Enhancement in a Convective Field with Corona Discharge (Analytical Study for Parallel Wire-Electrode Arrangement)

Yukio TADA, Akira TAKIMOTO,
Daisaku UEDA and Yujiro HAYASHI

In conjunction with the experimental studies, the analytical studies have been undertaken aimed at deeper and accurate understanding of the heat transfer enhancement phenomena by applying ionic wind in a channel flow. The positive wire-electrodes were set in parallel to the primary flow direction, and an electric field was applied. A theoretical analysis was performed on electric, flow, and temperature fields taking account of the interactions among them. By comparing the experimental results with the analytical results, the flow combined with the longitudinal vortex motions was clearly defined in relation to the applied voltage, the primary flow velocity, and the wire-spacing. The mechanism of heat transfer enhancement was found to correspond positively to the combined flow. The characteristics of heat transfer were also observed to be in connection with the arrangement of wire-electrodes such as the wire-spacing in spanwise and the wire-offset ratio in the channel height direction.

Key Words: Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Secondary Flow, Internal Flow, Electrohydrodynamics, Ionic Wind, Longitudinal Vortex, Numerical Analysis

1. 緒 言

コロナ放電による気相電離に起因するイオン風を利用した対流伝熱の促進法は、種々の能動的な手法の中にあつて比較的高い伝熱促進効果が期待され、また熱制御に対する高応答性、低騒音性、低振動、簡単な構造などの特徴を有するものとして近年注目されている⁽¹⁾。伝熱促進の機構は流路と電極配置からなる装置幾何形状に対して発達する電気流体力学 (Electro-Hydro-Dynamics: EHD) 的な流れを基本とするが、この EHD 複合流と熱伝達との関連性はいまだ十分に明らかとは言えない。著者らはこれまで、流れと直交するワイヤ電極が流れ方向に一定間隔で設置されたダクト気流⁽²⁾⁽³⁾、また前報では流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置されたダクト気流⁽⁴⁾に対して、流れの構造と伝熱特性を明らかにしてきた。

本報は、前報の結果に加えてより厳密な実験と、EHD 場ならびに温度場に対する理論解析とにより、イオン風が付加され流れ方向に発達・成長する EHD 複合流と熱伝達の詳細を、印加電圧および主流速度な

どの操作条件と関連づけて明らかにすることを目的とする。また、熱交換器の高性能化を意図し、流路内の電極配置を変えることにより消費電力に対する伝熱促進効果の最適化についても言及する。なお、実験はダクト流が層流から乱流状態を含む範囲 ($Re=0\sim$ 約 4 000) について行った。

記 号

H : 流路高さ (平板間隔)
 h : 流路高さの半幅 $= H/2$
 I_0 : ワイヤ単位長さ当たりの放電電流
 Nu : ヌッセルト数 $= \alpha \cdot H/\lambda$
 P : ワイヤ電極のスパン方向間隔
 q_w : 壁面熱流束
 Re : レイノルズ数 $= U_m \cdot H/\nu$
 T : 温度
 T_m : 混合平均温度 $= T_0 + 2q_w \cdot x / (\rho C_p H U_m)$
 T_w : 壁面温度
 T_0 : 試験部入口温度
 U_m : 平均主流速度
 u : x 方向速度成分
 V : 電位
 V_0 : 印加電圧

* 平成元年6月2日 第26回日本伝熱シンポジウムにて講演。
原稿受付 平成2年4月2日。

*¹ 正員、金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野2-40-20)。

*² 准員、(株)東芝 (〒210 川崎市幸区小向東芝町1)。

- v : y 方向速度成分
- W_E : 単位伝熱面積当たりのコロナ消費電力
 $= I_0 \cdot V_0 / 2P$
- w : z 方向速度成分
- x : 流れ方向の距離
- y : 流路高さ方向の距離
- y^* : 縦渦中心の流路壁面からの y 方向距離
 $y^* = y / (H/4)$
- z : 流路スパン方向の距離
- z^* : 縦渦中心のスパン方向間隔
 $z^* = z / (P/2)$
- α : 熱伝達率 $= q_w / (T_w - T_m)$
- ϵ : 誘電率
- λ : 熱伝導率
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- ρ_c : 空間電荷密度

2. 理論解析

本報で取扱う物理モデルを座標系と共に図1に示す。伝熱面となる2枚の平行加熱平板からなる流路内に、流れと平行なワイヤ電極が流路の中心平面上に一定間隔で設置されている。ワイヤ電極と流路壁面間に高電圧を印加することにより不平等電界が形成され、コロナ放電が発生する。ワイヤ回りの気相電離により生じたイオンはクーロン力により流路壁面へ移動し、同時に流体分子との衝突によるイオン風が発生する。すなわち、ダクト流に垂直な断面内にイオン風による二次的な流れを伴う EHD 複合流が形成され、これにより気流-流路壁面間の熱交換が促進される。解析に際して以下の仮定を置く。

- (1) 電場は、流れ方向に均一な二次元の放電場であり、対流電流は無視できる。
- (2) 流れは層流定常流であり、流体は非圧縮性の粘性流体で、その物性値は温度に対して一定とする。
- (3) 流れ方向の速度こう配に基づく粘性の効果は無視する。
- (4) 放電に伴うワイヤ電極からの熱の発生は無視する。
- (5) 浮力の影響は無視する。

以上により、基礎方程式および境界条件は次のように与えられる。

[基礎方程式]

電場:

(ポアソンの方程式)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = - \frac{\rho_c}{\epsilon} \dots\dots\dots (1)$$

(対流電流連続の式)

$$\rho_c^2 = \epsilon \left(\frac{\partial \rho_c}{\partial y} \cdot \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \rho_c}{\partial z} \cdot \frac{\partial V}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (2)$$

流れ場:

(連続の式)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

(Navier-Stokes の式)

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\rho} \left(\rho_c \frac{\partial V}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\rho} \left(\rho_c \frac{\partial V}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (6)$$

温度場: (エネルギー収支式)

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (7)$$

[境界条件]

$$\left. \begin{aligned} x=0 : u=1.5 U_m [1-(2y/H)^2], v=0, w=0, \\ T=T_0 \\ z=0 : \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = w = \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \\ z=P/2 : \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = w = \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \\ y=0 : \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = v = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \\ y=H/2 : V=u=v=w=0, q_w = \lambda(\partial T/\partial y) \end{aligned} \right\}$$

ワイヤ電極上: $V = V_0 \dots\dots\dots (8)$

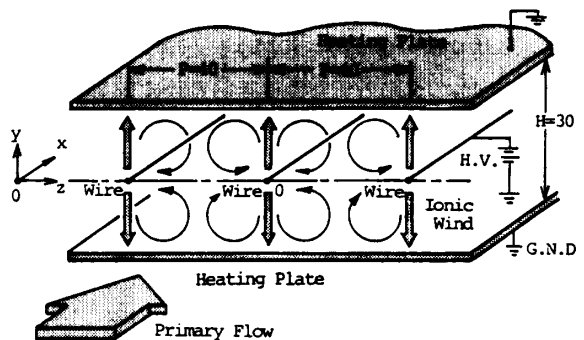


図1 物理モデルおよび座標系

ここで、電場が流れ場に及ぼす効果として、電荷密度 ρ_c のイオンに作用するクーロン力が式(5)および式(6)の右辺第3項にそれぞれ組み込まれている。解法には差分法を用い、その手順は次のとおりである。まず電場[式(1),(2)]が既報⁽²⁾と同様の手法により解かれ、次いで得られた電場(ρ_c, V)を用いて流れ場[式(3)~(6)]が Patankar らによる SIMPLE 法⁽⁵⁾を用いて計算された。すなわち、圧力の影響を式(9)に示すように方向別に分離して考えることにより方程式を放物化し、主流方向の速度はスパン断面内の平均

圧力 $\bar{P}(x)$ により、主流に垂直方向の速度は断面内の圧力 $p(x, y, z)$ の変化に基づきそれぞれ求められた。

$$P(x, y, z) = \bar{P}(x) + p(x, y, z) \dots\dots\dots (9)$$

最後に流れ場の結果を用いて温度場[式(7)]が計算された。以上の計算は装置形状の対称性から放電部の $1/4(y=0 \sim H/2, z=0 \sim P/2)$ の領域について行い、格子点は間隔一定で y 方向に 21 点、 z 方向に 27 点を配置した。また、移流項の非線形による不安定を軽減するため、ハイブリッドスキーム⁽⁵⁾⁽⁶⁾を用いた。収束条件は次式で与えた。

$$\left| \frac{u-u^*}{u} \right| < 10^{-3}, \left| \frac{v-v^*}{v} \right| < 10^{-3}, \left| \frac{w-w^*}{w} \right| < 10^{-3} \dots\dots\dots (10)$$

ここで添付記号 * は SIMPLE 法における圧力補正計算の前ステップでの値を示す。

3. EHD 複合流

図2に、数値計算により得られた主流が層流状態に

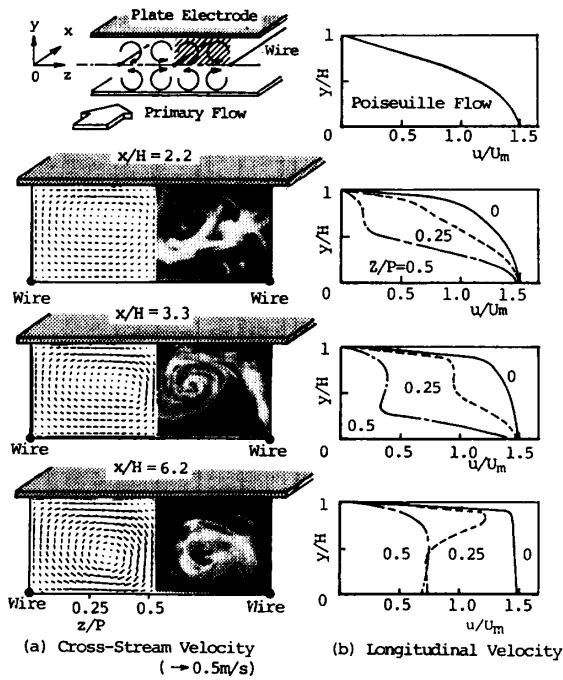


図2 EHD複合流の構造 ($Re=1800, V_0=7kV$)

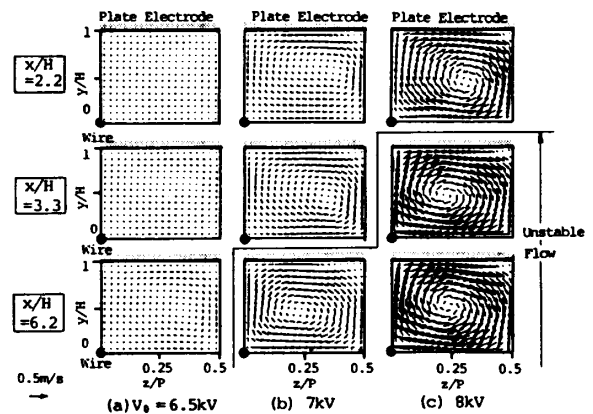


図4 縦渦の発達・成長の様相 ($Re=1200$)

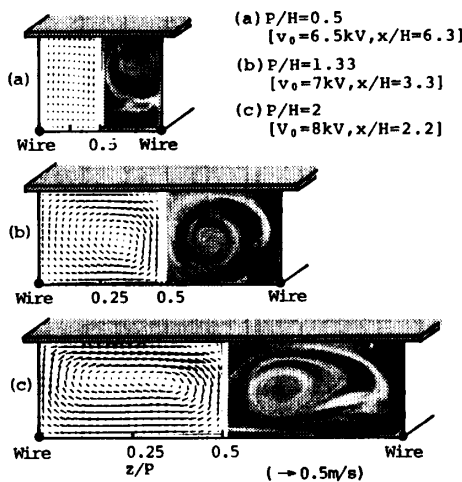


図3 ワイヤ間隔による流れ構造の違い ($Re=1200$)

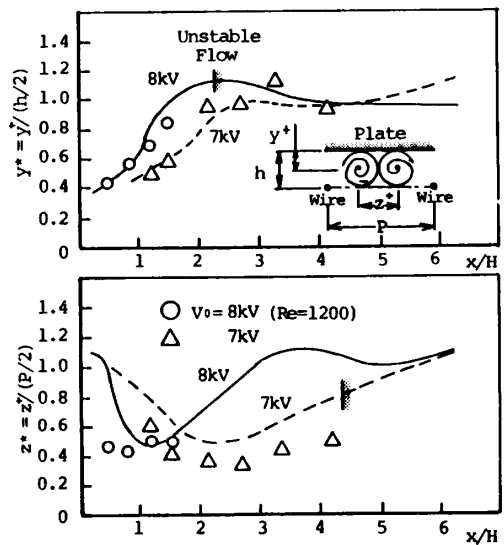


図5 縦渦の中心位置の変化

ある流れ場に関する結果を、前報⁽⁴⁾で得られた流れの可視化写真と比較して示す。図2(a)に示すスパン断面内の v, w 速度成分の計算結果は、縦渦中心の位置を含めて可視化された流れの様相とよく一致しており、電場中の流れは、流れ方向を軸とする縦渦がワイヤ間隔と対応してスパン方向に並び、かつそれが流れ方向へ発達・成長するストリーク構造となることが理論的にも裏付けられた。また、流れ方向速度 u の分布を示した図2(b)から、壁面へ向かうイオン風が生じているワイヤ直下($z/p=0$)付近では壁面近傍の速度が増加し、他方、壁面からダクト中心側へ二次流れが立ち上がるワイヤ中間位置付近($z/p=0.5$)では壁面近傍の速度が減少していることがわかる。次に、ワイヤ

電極の間隔による縦渦構造(形状)の違いを、渦が発達した状態を例に図3に示す。ワイヤ間隔が流路高さと同程度の場合には、渦はほぼ流路断面全域に様に発達する[図3(b)]。これに対して、ワイヤ間隔が広くなると、渦はワイヤ間の中央寄りに中心部を持ちスパン方向に長く広がった形状となり[図3(c)]、またワイヤ間隔が狭くなると流路高さ方向に長く広がったものとなる[図3(a)]。図4に、スパン断面内の渦運動に及ぼす印加電圧の影響を示す。印加電圧が高いほど電場によるイオン風も強まるため、縦渦の発達・成長が速く、また流れ方向の同じ位置で比較すると断面内の速度成分も増加することがわかる。以上の、理論解析の妥当性をより明確にするために、流路壁面から縦

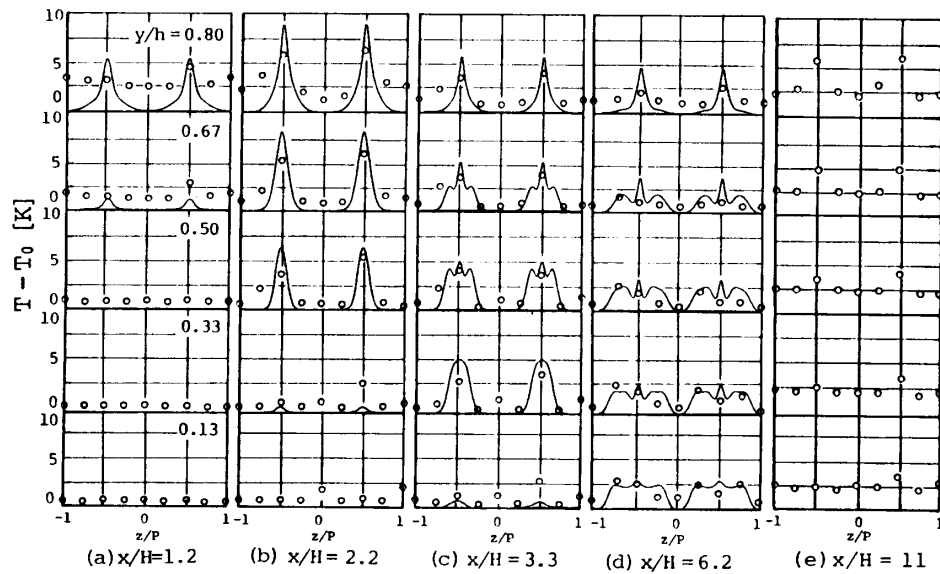


図6 気流温度分布 ($Re=1800, V_0=7\text{ kV}$)

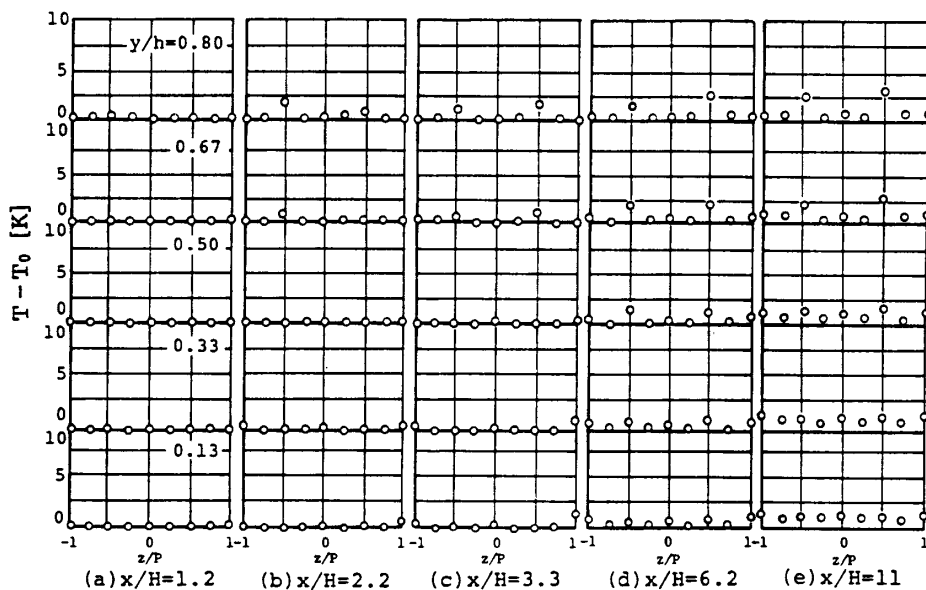


図7 気流温度分布 ($Re=3900, V_0=7\text{ kV}$)

渦中心までの距離 y^+ および縦渦中心のスパン間隔 z^+ の流れ方向の変化について、解析値と前報の可視化観察に基づく実験値を比較して図5に示す。実験値は、電極配置を含む装置幾何形状の不完全さによる縦渦の成長の差異、および煙トレーサの軌跡から縦渦中心を決定する際の誤差などのため、解析値と若干のずれが見られるものの全体としてよい一致を示す。ただし、前報の流れの可視化観察によれば、縦渦が発達する下流において渦相互の干渉などにより流れは不安定なものへ移行していくことから、本理論解析の有効領域は試験部入口から渦の対称性が崩れ始める位置（可視化観察では印付近）までの区間に限定されることになる。

4. 熱伝達特性

4.1 気流温度分布 流路内の気流温度分布を前報と同一の実験装置において、ガラス被覆により電気的に絶縁した $\phi 0.2 \text{ mm}$ の銅-コンスタンタン熱電対プローブ⁽⁷⁾を用いて測定した。プローブの応答性が遅いため（約30~60 s）、 $x-t$ ペンレコーダを用いて熱起電力が一定の値に漸近したことを確認している。

図6に、試験部入口において流れが層流状態にある場合の気流温度の分布を示す。3章ではイオン風による縦渦を伴った流れ場が明らかにされたが、ここでは壁面近傍の温度の高い流体が渦運動により流路中心部へ輸送され、それにより各ワイヤ間 ($z/p = -0.5, 0.5$) で気流温度が上昇する領域が現れている ($x/H = 1.2 \sim 3.3$)。この領域は渦の発達する下流では壁近傍から流路中心部へ広がるが、ワイヤ間隔の1/2と流路高さの1/2の限定された空間域まで縦渦が発達したあとは、スパン方向の温度分布は平坦化される ($x/H = 6.2$)。また、より下流の壁近傍に再び気流温度の小さなピークが現れる ($x/H = 11$)。これについては、縦渦が相互干渉により崩壊し、流れが乱れたものへ移行した後、再びイオン風が縦渦を発生させたものと考えられる。ただし、この場合、主流（一次流れ）のエネルギーレベルは高くなっているため、二次流れとしてのイオン風の効果は相対的に低くなっているものと推察される。なお、図6中に流路入口から縦渦の発達するまでの温度分布の解析結果を実線で示した。実験値はプローブの挿入による電界のひずみや縦渦の成長の差異および揺動などの影響により実線で示す解析値と若干の差が生ずるものの、全体としては両者の間により一致が見られる。

次に、主流が乱流状態にある場合の気流温度の分布を図7に示す。熱交換の進行に伴う気流温度の上昇は図6に示した層流状態の場合と比較して小さくなる

が、流路下流に見られるように各ワイヤ間の中央で極大値をとる温度分布が壁近傍から流路中心側へ徐々に広がっていく様子は同様である。これより、主流速度の増加に伴って縦渦の発達・成長は緩やかとなるが、二次流れとしてのイオン風の効果は主流の乱流域においても現れることが確認される。

4.2 局所熱伝達率 図8に、各スパン断面における平均熱伝達率の流れ方向の変化を、流れが層流状態にある場合について示す。試験部の入口から縦渦の干渉に基づく不安定流れへの移行が観察された位置（図8中の印）まで、すなわち縦渦が流路高さ方向に十分に発達するまでの領域において、解析値は熱伝達の挙動をほぼ推定していることがわかる。これより、この領域における伝熱促進の主因はイオン風に基づく渦運動がもたらす壁近傍の流速増加および熱的な混合効果であることが理論的に裏付けられる。また、縦渦の発達・成長により、熱伝達率は下流に向かうにつれて増加する。次に、主流が乱流状態にある場合の結果を図9に示す。主流速度の増加につれて渦の発達・成長が緩やかとなるため、流路入口付近において熱伝達率の増加はほとんど見られないものの、渦が発達してくる流路後半部において顕著となる。

4.3 電極配置と伝熱促進 図10に、電極配置の

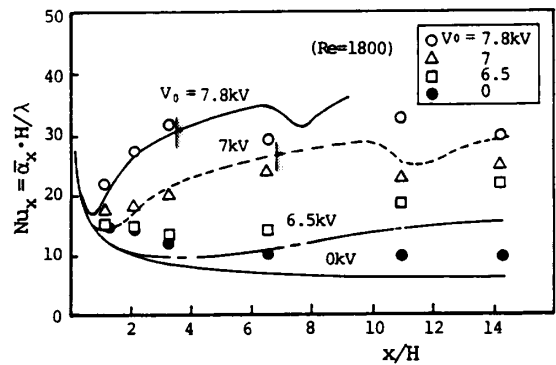


図8 局所熱伝達率（層流域）

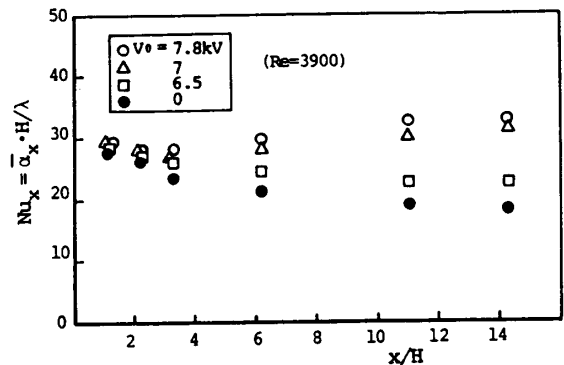


図9 局所熱伝達率（乱流域）

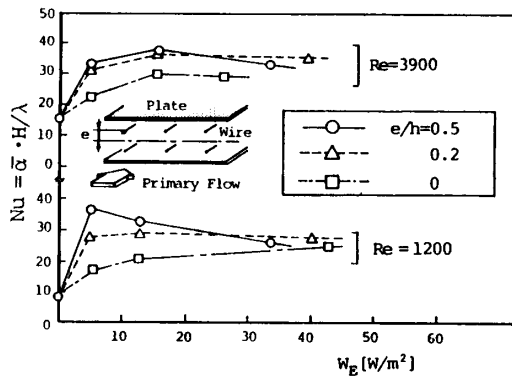


図 10 平均熱伝達率 (ワイヤ偏心量の影響)

影響として、温度発達域における平均熱伝達率を単位伝熱面積当たりのコロナ消費電力 W_e との関係で、ワイヤ電極の偏心量 e をパラメータに示す。中心配置 ($e/h=0$) の場合とワイヤ電極を上下2段に分けて流路壁面に近づけた配置 ($e/h=0.2, 0.5$) の場合とを比較すると、後者のほうが伝熱促進効果に優れていることがわかる。これは電極の偏心に伴って流路壁近傍の領域にイオン風が集中化するためであり、特に消費電力の小さい領域において後者の優位性は著しい。すなわち、このような配置はイオン風の効果が壁近傍の境界層に及びにくい。流路高さの大きなダクト流に対してより効果的であると予想される。ただし、壁面熱流束とも関連するが低流速の場合には、 W_e の増加とともに放電による熱発生の影響が強まり、このため図 10 に示されるように熱伝達率の増加は頭打ちとなることを留意する必要がある⁽³⁾。

次にワイヤ電極の間隔が伝熱促進効果に及ぼす影響について中心配置の場合を例に図 11 に示す。いずれの Re 数においても、ワイヤ間隔の違いによる熱伝達率の差異は小さい。すなわち、本実験で対象とした $P/H=0.5\sim 2$ の範囲では、ワイヤ間隔の影響は単位伝熱面積当たりのコロナ消費電力によって熱伝達率とおおむね関係づけられると言える。なお、ワイヤ間隔が狭くなるにつれて同一印加電圧に対して放電電流は抑制される傾向が現れ、したがって、このような放電電流の干渉を回避する点からワイヤ間隔の下限値が定まることになる。本実験によれば、その値 (P/H) は約 1.3 となった。

5. 結 論

流れと平行なワイヤ電極がスパン方向に一定間隔で設置された平行平板流路を対象に、気流温度分布の測定および伝熱実験を行い、EHD 場ならびに温度場に対する数値解析結果との比較検討により、流れの構造とそれによる伝熱促進の機構に関して以下の結論を得

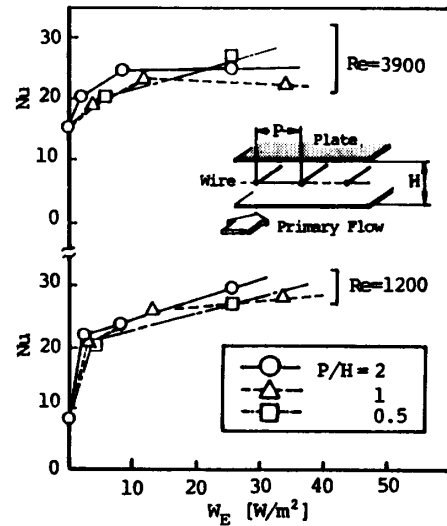


図 11 平均熱伝達率 (ワイヤ間隔の影響)

た。

(1) ダクト流に電場に基づくイオン風が付加される結果、流れ方向を軸とする縦渦がスパン方向に並び、それが流れ方向に発達・成長する複合流が形成される。また、その機構が印加電圧、主流速度、ならびにワイヤ間隔と関連づけて明らかにされた。

(2) 電場付加による伝熱促進の主因は、イオン風に基づく渦運動がもたらす伝熱壁近傍の流速の増加および熱的な混合効果であることが定量的に明らかにされた。

(3) 比較的低 Re 数の乱流域において、イオン風による伝熱促進効果が、渦が発達してくる流路後半部において認められた。

(4) ワイヤ電極を流路壁面に近づけた配置とすることにより、中心配置と比較して、より小さなコロナ消費電力で伝熱促進が可能となる。

(5) 本実験範囲 ($P/H=0.5\sim 2$) では、伝熱促進に対するワイヤ間隔の影響は単位伝熱面積当たりのコロナ消費電力によっておおむね関係づけられる。

本研究の遂行にあたって、平成元年度機械工業振興助成財団の助成を得た。ここに、謝意を表する。

文 献

- (1) 矢部, 第 600 回機習教, (1985), 15.
- (2) 滝本・多田・林・ほか 1 名, 機論, 54-499, B (1988), 695.
- (3) 滝本・多田・林・ほか 1 名, 機論, 56-524, B (1990), 119.
- (4) 多田・滝本・林・ほか 1 名, 機論, 57-533, B (1991), 217.
- (5) Patankar S. V., ほか 1 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15 (1972), 1787.
- (6) 日本機械学会編, 熱と流れのコンピュータアナリシス, (1986), 94, コロナ社.
- (7) Mizushima, T., ほか 3 名, *J. Chem. Eng., Jpn.*, 9-2 (1976), 97.